

学位論文要旨

荷電粒子ビームを模擬した純電子プラズマ の緩和過程に関する実験研究

**Experimental Study on Relaxation Process of Pure Electron
Plasma Simulating Charged Particle Beam**

金沢大学大学院自然科学研究科

数物科学専攻

氏名 朴 英樹

Abstract

In the heavy ion fusion devices, longitudinal pulse compression section is constructed in front of the implosion section on any type of accelerator systems. Since the effective implosion of a target is disturbed by an increase in emittance of the compressed ion beam, a clear understanding is necessary about transient phenomena of space charge dominated beam during the pulse compression. A pure electron plasma has been expected to use for the investigation of the fundamental properties of space charge dominated beam. The plasma is pulse compressed by changing the potential by applying voltage to the electrodes in the confinement region. We developed two new energy distribution measurement methods. Both methods can measure the distribution of the plasma with the beam velocity. Temperatures before and after compression were measured. The rate of temperature rise in the radial direction depends on the strength of the magnetic field.

Malmberg-Penning Trap[1]と呼ばれる円筒容器に閉じ込められた純電子プラズマは慣性系で見た高密度ビーム輸送を再現できるという性質を持ち[2], この性質を利用することでイオンビームの模擬実験を行う事ができる。重イオン慣性核融合に用いられる重イオンビームは生成段階において大電流化の為に進行方向への急激なパルス圧縮を必要とし、パルス圧縮の際に発生する空間電荷効果によるビームの不安定性は未解明部分が多い[3]。本研究では、Malmberg-Penning Trap に保持された電子プラズマを用いてビーム圧縮を模擬する電子プラズマ圧縮の実験を行う。それによって圧縮時のプラズマの振る舞いを研究することを通じてビームのパルス圧縮時のビーム動力学について理解を目指している。

電子プラズマ圧縮は円柱状の密度分布のプラズマを閉じ込めた状態を初期分布として、閉じ込め容器内のリング電極に電圧を加えることで閉じ込め領域を変化させることで圧縮を行う。この際に、圧縮電位によってプラズマにエネルギーが与えられ非平衡状態になることが分かっている。そのため、熱平衡状態を仮定した電子プラズマ温度やエネルギー分布が正しく測定できなくなる。この問題を解決し非平衡状態における電子プラズマのプラズマ温度、運動エネルギーを見積もる方法を確立し、電子プラズマの圧縮前後の温度測定を行う。

プラズマの軸方向エネルギー解析は軸方向のビーム速度成分を有した電子プラズマが満たす分布関数 Drift-Maxwell 分布を導入し、ビーム速度成分を運動エネルギーとして持った分布として入射直後の電子プラズマの分布の測定を行った。さらに Drift-Maxwell で評価できない入射直後の分布に対するエネルギー解析方法として 1 ショット解析を開発した。この方法は障壁電圧を立ち上げる時間スケールを $E \times B$ 回転周期と同程度にすることで、電子のエネルギーに応じた $E \times B$ 回転軌道に沿った発光強度分布を取得し、発光強度分布から、位置からエネルギーへの適切な変換を行うことにより分布関数を得る方法である。この方法を用いて取得したエネルギー分布は既存のエネルギー計測結果とよく一致する。Drift-Maxwell 分布を用いてプラズマの軸方向エネルギー解析と半径方向温度解析と合わせてプラズマ圧縮前後のプラズマの温度、エネルギー分布の評価を行った。圧縮によりプラズマの

軸方向, 半径方向温度が増加し, 特に圧縮直後の半径方向温度については閉じ込め磁場強度に強く依存する。

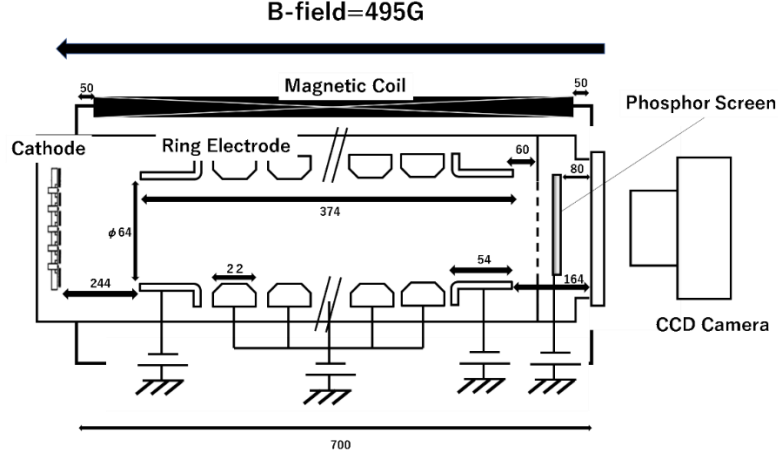


図1: Malmberg-Penning Trap 装置の概要図

本研究に用いる Malmberg-Penning Trap[1]装置の概要図を図 1 に示す。Malmberg-Penning Trap 装置は, 円筒形真空容器・リング電極・磁場コイル・電子源・蛍光面・CCD カメラで構成されている。円筒真空容器内はターボ分子ポンプとロータリーポンプで常に $10^{-8}\sim 10^{-9}$ Torr の真空状態を維持されている。リング電極は 13 個あり, それぞれ独立して電圧を印加することが可能であり, 外部から印加電圧を操作することで, 電子プラズマの入射, 閉じ込めや圧縮などの操作を行う。真空容器外側に設置されたソレノイドコイルで一様磁場が生成され, 電子プラズマの半径方向への拡散を抑えている。電子源には熱陰極方式カソードが用いられ, ヒーターによって熱カソードを加熱する。19 本の熱カソードとメッシュアノード間に電圧を加えることで電子を熱カソードから引き出し, 閉じ込め領域内に入射する。入射された電子は, リング電極に印加された電圧によって作られる空間ポテンシャルと, 磁場コイルの作る一様な磁場によって閉じ込められる。出口側から排出された電子が蛍光面に衝突することで蛍光面が発光し, CCD カメラで撮影して電子密度分布を計測する。

Malmberg-Penning Trap に捕捉されたビーム速度成分を持たない熱平衡状態にある純電子プラズマの分布関数を Maxwell-Boltzmann 速度分布を用いて表す[4]。

$$\begin{aligned}
 f_{PM}(v_{\parallel}, |v_{\perp}|)dv_{\parallel}d|v_{\perp}| \\
 = \sqrt{\frac{m_e}{2\pi k_B T_{\parallel}}} \exp\left(-\frac{m_e v_{\parallel}^2}{2k_B T_{\parallel}}\right) dv_{\parallel} \\
 \times \frac{m_e |v_{\perp}|}{k_B T_{\perp}} \exp\left(-\frac{m_e |v_{\perp}|^2}{2k_B T_{\perp}}\right) d|v_{\perp}|
 \end{aligned} \tag{1}$$

ここで, m_e は電子の質量である。磁場方向と磁場断面方向が独立に熱平衡状態にある場

合，電子が磁場方向の速度および磁場断面方向の速さ($v_{\parallel} \sim v_{\parallel} + dv_{\parallel}$, $|v_{\perp}| \sim |v_{\perp}| + d|v_{\perp}|$)を持つ確率は，それぞれの分布関数の積で表されることが判る。磁場方向の速度分布関数を速 $|v_{\parallel}|$ の分布関数に書き換えると以下ようになる。

$$f_{PM\parallel}(|v_{\parallel}|)d|v_{\parallel}| = \sqrt{\frac{2m_e}{2\pi k_B T_{\parallel}}} \exp\left(-\frac{m_e |v_{\parallel}|^2}{2k_B T_{\parallel}}\right) d|v_{\parallel}| \quad (2)$$

一方で，電子プラズマが磁場方向にビーム速度成分 v_d を持つ場合を考える。温度がゼロのとき，電子プラズマは **Malmberg–Penning** トラップの両端のポテンシャル障壁で反射され，速度 v_d でトラップ領域を往復運動する。温度 T_{\parallel} の熱平衡状態にある電子プラズマが速度 v_d のビーム速度成分をもつ場合，磁場方向の速さ $|v_{\parallel}|$ の分布関数の Eq.(2)は，往復運動に起因する速度のシフト $\pm|v_d|$ を考慮して以下のように書き換えられるであろう。

$$\begin{aligned} \tilde{f}_{PM\parallel}(|v_{\parallel}|)d|v_{\parallel}| &= \sqrt{\frac{m_e}{2\pi k_B T_{\parallel}}} \left\{ \exp\left[-\frac{m_e}{2k_B T_{\parallel}} (|v_{\parallel}| - |v_d|)^2\right] \right. \\ &\quad \left. + \exp\left[-\frac{m_e}{2k_B T_{\parallel}} (|v_{\parallel}| + |v_d|)^2\right] \right\} d|v_{\parallel}| \end{aligned} \quad (3)$$

$\tilde{f}_{PM\parallel}(|v_{\parallel}|)d|v_{\parallel}|$ は電子が速さ $|v_{\parallel}| \sim |v_{\parallel}| + d|v_{\parallel}|$ を持つ確率である。磁場方向のエネルギー E_{\parallel} が満たすエネルギー分布関数は，Eq.(3)において $E_{\parallel} = m_e |v_{\parallel}|^2/2$ を用いて変数変換することにより，以下のように導かれる。

$$\begin{aligned} \tilde{f}_{PM\parallel} \left(\sqrt{\frac{2E_{\parallel}}{m_e}} \right) \frac{dE_{\parallel}}{\sqrt{2m_e E_{\parallel}}} &= \frac{1}{\sqrt{\pi k_B T_{\parallel}}} \exp\left(-\frac{E_{\parallel} + E_d}{k_B T_{\parallel}}\right) \cosh\left(\frac{2\sqrt{E_{\parallel} E_d}}{k_B T_{\parallel}}\right) \frac{dE_{\parallel}}{\sqrt{E_{\parallel}}} \\ &\equiv \tilde{F}(E_{\parallel}) \frac{dE_{\parallel}}{\sqrt{E_{\parallel}}} \end{aligned} \quad (4)$$

$E_d \equiv m_e |v_d|^2/2$ は電子プラズマのビーム速度に起因する運動エネルギーであり， $\tilde{F}(E_{\parallel})dE_{\parallel}/\sqrt{E_{\parallel}}$ は，電子がエネルギー $E_{\parallel} \sim E_{\parallel} + dE_{\parallel}$ を持つ確率となる。

ビーム成分を持つ熱平衡状態の電子プラズマをエネルギー分析したとき検出される電子数は，総電子数で規格化した量を Q_{esc} とすると，以下のように計算される。

$$\begin{aligned} Q_{esc}(q\phi_a) &= \int_{q\phi_a}^{\infty} \tilde{F}(E_{\parallel}) \frac{dE_{\parallel}}{\sqrt{E_{\parallel}}} \\ &= 1 + \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{E_d} - \sqrt{q\phi_a}}{\sqrt{k_B T_{\parallel}}}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{E_d} + \sqrt{q\phi_a}}{\sqrt{k_B T_{\parallel}}}\right) \right] \end{aligned} \quad (5)$$

erf は誤差関数である。

ビーム速度による運動エネルギー E_d を持った分布として入射直後の電子プラズマの分布の測定を行った。図2に入射直後 $1\mu\text{sec} \sim 10\text{msec}$ までの分析エネルギー $q\phi_a$ としたときに

流出する電子数 Q_{esc} と Drifting-Maxwell 分布による Fitting の結果を示す。入射時のアノードカソード間加速電圧は 20V。

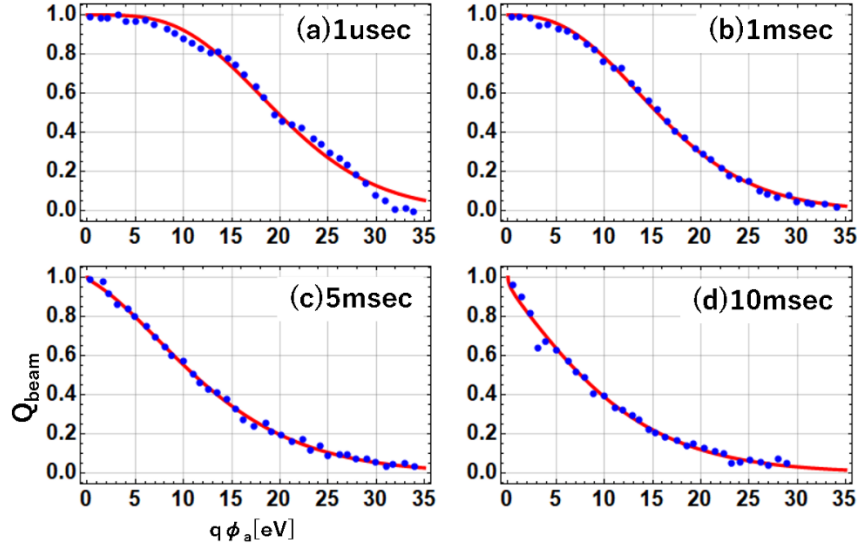


図2: 短パルスプラズマのエネルギー解析結果。それぞれ軸方向温度 T_{\parallel} と運動エネルギー E_d は(a)1 μ sec: $T_{\parallel} = 1.6\text{eV}$, $E_d = 19.7\text{eV}$, (b)1msec: $T_{\parallel} = 1.9\text{eV}$, $E_d = 15.4\text{eV}$, (c)5msec: $T_{\parallel} = 3.5\text{eV}$, $E_d = 11.1\text{eV}$, (d)10msec: $T_{\parallel} = 4.2\text{eV}$, $E_d = 7.5\text{eV}$

図 2:(a)1 μ sec のデータから加速電圧 20V が全て電子プラズマの運動エネルギー E_d に変換されている。また運動エネルギー E_d は時間とともに単調減少しているのに対して軸方向温度 T_{\parallel} は増加している。(b)1msec, (c)5msec, (d)10msec については全エネルギー領域で良く Drifting-Maxwell 分布に乗ったデータ点が得られている。電子プラズマ入射後のある程度時間が経った分布については Drifting-Maxwell 分布を用いた解析方法は有効に作用できると言える。

しかし、(a)1usec については高エネルギー側の分布が Drifting-Maxwell 分布と一致しているとは言えない。これは電子入射直後で電子プラズマの分布関数が Maxwell 分布に緩和していないことが原因と考えられる。

そこで、新たに障壁ポテンシャル ϕ_{BAR} を長時間($\sim t_{E \times B}$)かけて開くことで容器軸回りに $E \times B$ 回転運動をする渦糸プラズマのエネルギー分布を直接実空間上に展開する方法を試みた。この方法は原理的に電子プラズマのエネルギー分布形状によらず測定可能で、これまでの測定方法と比べて格段に早い時間で測定することが可能である。

これまでの測定法は、障壁ポテンシャル ϕ_{BAR} を図 3(a)上に示すように-69.1 V から 0 V までの短い時間幅 $\Delta t_0 = 0.6\mu\text{sec}$ で変化させる、つまり $\Delta t_0 \ll t_{E \times B}$ の条件下で、全ての電子を一斉に蛍光面に流出させることにより行う。それに対し、1ショット測定法では、図 3(b)に示すように、 $\Delta t_0 = 23\mu\text{sec} \sim t_{E \times B}$ の条件下で、 ϕ_{BAR} をゆっくりと-69.1 V から 0 V へ変化させ

る。軸方向エネルギー $E > -e\phi_{BAR}$ を持つ電子のみが障壁ポテンシャル ϕ_{BAR} を乗り越えて出てくるため、エネルギーの低い電子ほど閉じ込め領域に滞在する時間が長く、余分に $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 回転が生じる。これによって、CCD 画像上で電子のエネルギーに応じて θ 方向に電子プラズマが広がりを持って測定される。

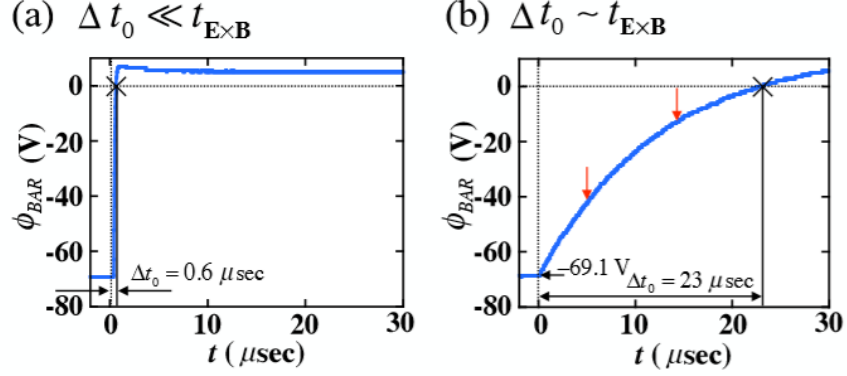


図3: 出口側閉じ込め障壁の解析ポテンシャル応答波形。(a):従来の測定法に用いたポテンシャル波形, (b):1ショット解析に用いるポテンシャル波形

既存の測定法では、図 4(a)の CCD 画像に示すように一斉に電子が観測され、 θ 方向への広がりを持たない。一方、1ショット測定法では、図 4 (b)の CCD 画像に示すように、観測される電子は、そのエネルギーに依存して $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 回転軌道に沿って引き延ばされた空間分布を持つ。

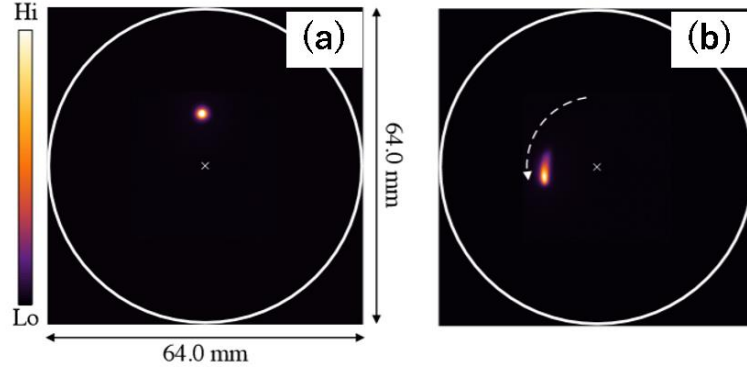


図4: 単パルスの2次元断面密度分布。(a):従来の測定法による分布($\Delta t_0 = 0.6\mu\text{sec}$), (b):1ショット解析による測定分布($\Delta t_0 = 23\mu\text{sec}$)。

電子プラズマ中心の規格化電子数 $\tilde{N}(\theta)$ を、図 4 (b)に点線で示す回転軌道に沿った角度 θ の関数として表したグラフを図 5(a)に示す。1ショットで得られるこの $\tilde{N}(\theta)$ の空間分布は、エネルギー分布を反映している。この観測位置 θ に対応する ϕ_{BAR} を適切に変換し、軸方向エネルギー E と ϕ_{BAR} が満たす関係式 $E = -e\phi_{BAR}$ を用いることにより、 $\tilde{N}(\theta)$ からエネルギー分布関数 $\tilde{F}(E)$ を図 5(b)のように導くことができる。

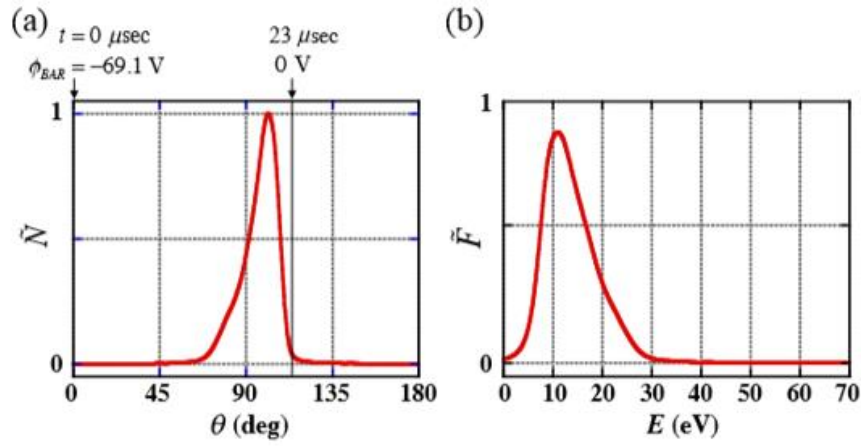


図5: (a):図 4:(b)中に点線で示した $E \times B$ 回転軌道に沿って観測される規格化電子 $\tilde{N}(\theta)$.
(b): $\tilde{N}(\theta)$ から得た規格化エネルギー分布関数 $\tilde{F}(E)$

図 3(b)に示されているように、 ϕ_{BAR} は既に時間 t の関数として得られているため、 θ から ϕ_{BAR} への変換は、 θ を t の関数として表すことによって可能となる。この $\theta(t)$ は、閉じ込め領域に残された電子の回転角速度 $\Omega = d\theta/dt$ を積分することにより得られる。新たに開発した反復法を用いた計算コードを用いることにより、 $d\theta/dt$ の観測データを使うことなく、 $\tilde{N}(\theta)$ の拘束条件を満たす $d\theta/dt$ と $\tilde{F}(E)$ の自己無撞着な解を決定することができる。ここでは、電子プラズマが持つ元のエネルギー分布関数とプラズマ断面が有限の大きさを持つことによる重み関数の合成積の効果は小さいと仮定した。図 6(a)は $d\theta/dt$ について我々の計算と測定データの比較を示しており、両者はよく一致している。 $d\theta/dt$ の測定データは、一番左のデータ点を除いて、図 3(b)の赤矢印で示した範囲で ϕ_{BAR} の上限を変化させて CCD 画像を取得し、それらの発光分布の先頭位置の変化から大まかに見積もった。一番左の点は、電子プラズマの保持時間を変えて CCD 画像計測をすることによって容易に得られる。1 ショット測定法と Eggleston のこれまでの測定法による結果を比較するため、1 ショット測定法で決定した図 5(b)の $\tilde{F}(E)$ を積分することにより、エネルギー $E = -e\phi_{BAR}$ のときの逃走電子の累積数 \tilde{N}_{AC} を得た。図 6(b)はこの \tilde{N}_{AC} が、Eggleston の測定法で 40 点以上破壊計測を繰り返して得られたデータ点群とよく一致していることを示している。この一致は、1 ショット測定法の妥当性を強く支持しており、その利便性も明らかである。

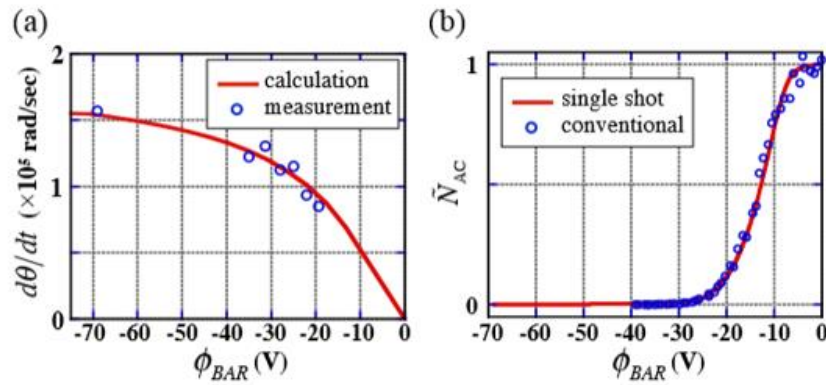


図6: (a) $E \times B$ ドリフト速度角速度。赤実線は数値計算により得られた値。青点は CCD 画像からの実測値。(b):規格化した累積逃走電子数 \tilde{N}_{AC} と障壁電位 ϕ_{BAR} の関数。赤線は 1 ショット解析, 青点は既存のエネルギー解析

次に, 電子プラズマ圧縮の方法について説明する。軸方向圧縮は内側のリング電極の 11 個のうちのいくつかにマイナスの電圧を印加することで行う。閉じ込め領域内のポテンシャル形状を変化させ, 軸方向の電子プラズマ長を短くする(図 7)。

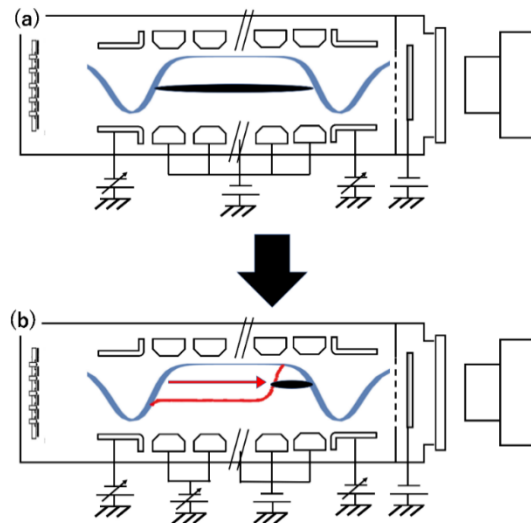


図7: 軸方向圧縮概要。電子プラズマを両端の電極で保持した通常の状態(a)から内側のリング電極に電圧を印加することで赤線で示されるようなポテンシャル(b)を作り電子プラズマの存在領域を短くすることで圧縮する。

上記の圧縮方法で軸方向圧縮を行う。圧縮電圧の印加完了直後から 20msec までの軸方向, 半径方向温度を測定した。電子プラズマの自己電場の影響を調べるため, 異なる磁場強度下で同様の実験を行い比較する。共通するパラメータは閉じ込めポテンシャル-80V, 圧縮電圧-20V, 圧縮領域 200mm→50mm, 圧縮所要時間 2msec である。図 8 が圧縮前後の 2 次元断面密度分布の比較である。圧縮前後で 2 次元断面分布に顕著な差は見られなかった。

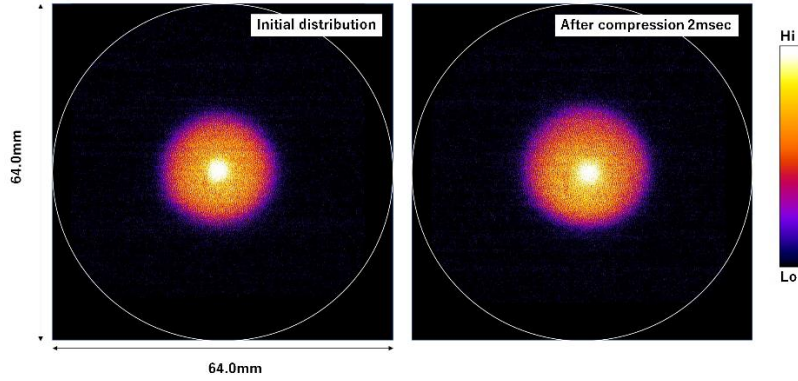


図8: 圧縮前後の2次元断面密度分布の比較(強磁場 $B_0=500\text{G}$)

半径方向温度測定は磁気ミラー効果を用いて測定する[5]。閉じ込め磁場コイルによる磁場 B_0 とは別に、閉じ込め領域出口側に追加ミラー磁場コイルを図9のように設置する。

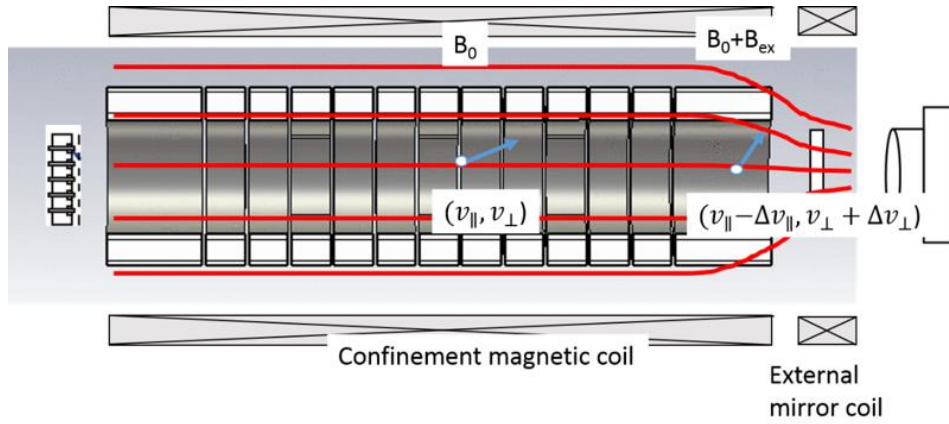


図9: 磁気ミラー効果による半径方向エネルギー解析概略図。追加磁場のある出口側電極付近で v_{\perp} と v_{\parallel} が変化する

追加磁場によって生じる磁場を B_{ex} とすると、閉じ込め磁場 B_0 と追加磁場の重ね合わせにより出口側電極の磁場が $B_0 + B_{ex}$ となる。半径方向速度 v_{\perp} 、追加ミラー磁場による半径方向速度変化分を Δv_{\perp} とすると、磁気モーメント保存より以下の式が成り立つ。

$$\frac{\frac{1}{2}mv_{\perp}^2}{B_0} = \frac{\frac{1}{2}m(v_{\perp}^2 + \Delta v_{\perp}^2)}{B_0 + B_{ex}} \quad (6)$$

この状態で軸方向エネルギー解析を行ったとき、排出され測定される電子 Q_{esc} は、半径方向運動エネルギー分布関数 $H(E_{\perp})$ を用いて以下のように変化する。

$$Q_{esc} = \int_0^{\infty} dE_{\perp} \int_{-e\Phi_a + (\gamma-1)E_{\perp}}^{\infty} \frac{dE_{\parallel}}{\sqrt{E_{\parallel}}} F(E_{\parallel}) H(E_{\perp}) \quad (7)$$

$$\gamma = \frac{B_0 + B_{ex}}{B_0}$$

この Q_{esc} を $\gamma \cdot \Phi_a$ でそれぞれ偏微分して式を整理していくと，熱平衡状態の時の半径方向電子プラズマ温度 T_{\perp} は

$$T_{\perp} = \langle E_{\perp} \rangle = -e \left[\frac{\frac{\partial Q_{esc}(\Phi_a, \gamma)}{\partial \gamma}}{\frac{\partial Q_{esc}(\Phi_a, \gamma)}{\partial \phi}} \right]_{\gamma=1} \quad (8)$$

で求めることができる。

軸方向温度と半径方向温度を測定して比較したものを図 10 に示す．図 10(a)磁場強度 $B=500\text{G}$ では軸方向温度は圧縮直後に 0.07eV から 0.43eV まで急増する．その後時間とともに減少している．半径方向エネルギーについては圧縮直後の変化は小さい．図 10(b)磁場強度 $B=1331\text{G}$ で軸方向温度は圧縮直後に 0.21eV から 0.54eV まで増加している．初期値は異なるが増加量は 0.33eV と(a)の時(0.36eV)とほぼ等しい．これは電子プラズマの初期分布形状や磁場強度によらず，同等のエネルギーを圧縮電場から電子プラズマが供給されたためと考えられる．一方で半径方向エネルギーは圧縮直後に 0.17eV から 0.39eV と大きく増加している．

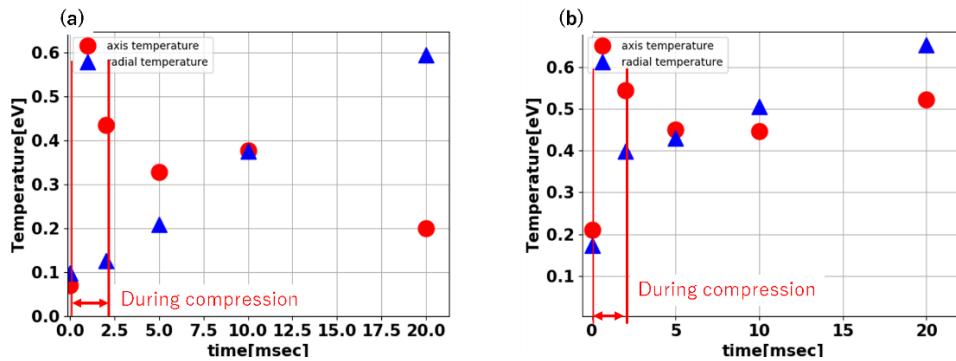


図10: 圧縮前後の電子プラズマ温度の時間発展.0msec を初期状態として，圧縮終了が 2msec.赤丸が軸方向温度，青三角が半径方向温度を表している.(a) $B=500\text{G}$,(b) $B=133\text{G}$.

さらに 250G ， 330G についても圧縮直後の半径方向温度を測定した．その結果は図 11 のようになった．横軸磁場強度に対して縦軸は初期分布と圧縮直後 2msec 時の半径方向温度の変化量を示している．磁場強度 133G 以下についてはバルク状電子プラズマを安定して閉じ込めることができなかった．半径方向温度の温度増加量は磁場強度が強くなるに従って減少している．

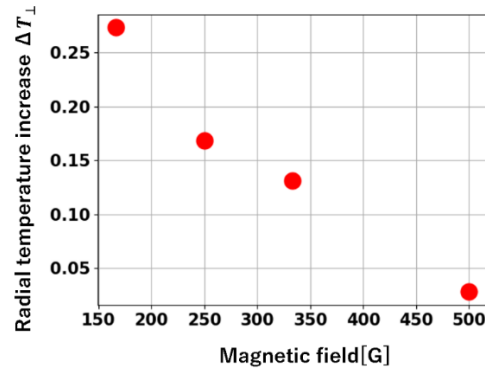


図11: 磁場強度に対する圧縮直後の半径方向温度増加量

本論文では Malmberg-Penning Trap に閉じ込められた純電子プラズマを用いて主に電子プラズマの緩和途中の非平衡状態分布について検討実験を行った。

ビーム速度成分を有する電子プラズマが満たす軸方向エネルギー分布関数 Drift-Maxwell 分布の表式を導いた。ビーム速度による運動エネルギーを持った分布として入射直後の電子プラズマの分布の測定を行った。Drift-Maxwell 分布による Fitting, 1~10msec について非常に良い一致を確認した。

容器軸回りに $E \times B$ 回転運動をする電子プラズマの軸方向エネルギースペクトルを, 1 ショットの画像計測により決定する方法を開発した。障壁電圧を立ち上げる時間スケールを $E \times B$ 回転周期と同程度にすることで, 電子のエネルギーに応じた $E \times B$ 回転軌道に沿った発光強度分布を取得した。発光強度分布は, 位置からエネルギーへの適切な変換を行うことにより, 既存のエネルギー計測結果と一致する電子プラズマのエネルギー分布が得られた。

十分に緩和して軸方向温度=半径方向温度となったバルクプラズマに対して軸方向圧縮を行った。圧縮の前後で軸方向温度, 半径方向温度が共に増加する。特に圧縮直後について, 軸方向温度増加率は磁場強度の影響を受けないのに対して半径方向温度増加率は磁場強度に対する依存性が確認された。

参考文献

- [1] J.H.Malmberg, J.S.deGrassie, Phys. Rev Lett .**35**(1975) 577
- [2] H.Okamoto, H Tanaka, Physics Research **437** (1999) 178-187
- [3] 「重イオン慣性核融合のためのエネルギードライバー開発の進展」, プラズマ・核融合学会誌, 小特集, **89** 巻 No.2 (2013)
- [4] D.L.Eggleston et al, Phys. Fluids B **2**(1992) 3432
- [5] A.W.Hyatt, C.F.Driscoll, and J.H.Malmberg, Phys. Rev. Lett. **59**, (1987) 2975

学位論文審査報告書（甲）

1. 学位論文題目（外国語の場合は和訳を付けること。）

荷電粒子ビームを模擬した純電子プラズマの緩和過程に関する実験研究

2. 論文提出者 (1) 所 属 数物科学 専攻

(2) 氏 名 朴 英樹

3. 審査結果の要旨（600～650 字）

人類の未来のエネルギー源として期待される核融合炉の有力な方式の一つに重イオン慣性核融合方式がある。この方式ではイオン群を急激にパルス圧縮する操作が必須である。しかしパルス圧縮の際に空間電荷効果に起因する非線形場の影響によりビーム品質が低下し、標的へのエネルギー付与が阻害される。エミッタンスの上昇を抑えた圧縮方法を検討することは重イオン慣性核融合実現に必須な課題である。本論文では、純電子プラズマを用いて大電流ビームのパルス圧縮を模擬し、その動力学的な振舞について実験的に検証する基礎技術を確立した。

研究成果の骨子は以下の通りである。動力学計算結果から圧縮時に 2 流体状態が生じることに注目し、従来のエネルギー分析法を対向流が存在する場合に拡張した。更に、非平衡状態にある電子群のエネルギー診断に関して、多数回の試行と高い再現性が要求された従来の方法に対して、僅か 1 回の実験ショットで完全な分布関数を得る方法を開発した。これらの診断方法を基礎として、平衡状態にある電子群を軸方向に 1/4 に圧縮する過程で、軸方向・径方向ともに有意な温度上昇を確認した。これは荷電粒子ビームの圧縮時におけるエミッタンス増大を模擬した初の実験結果である。いずれにおいても、著者による独自の発想と実験・解析技術による貢献が大きく、学術的に価値の高い成果である。

よって、本論文は博士（理学）の学位論文として価値のあるものと認める。また、平成 31 年 2 月 2 日、論文内容について試問を行った結果、合格と認めた。

4. 審査結果 (1) 判 定 (いずれかに○印) 合 格 ・ 不合格

(2) 授与学位 博 士 (理 学)